

УДК 537.52

ИОННЫЙ ТОК НА ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ЗОНД КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ В ПЛАЗМЕ

И. А. ТИХОМИРОВ, В. В. ТИХОМИРОВ, В. Я. ФЕДЯНИН, В. И. ШИШКОВСКИЙ

(Представлена научным семинаром физико-технического факультета).

Рассматривается ионный ток на цилиндрический зонд конечной длины для случая $\lambda > a$. Для «тонких» цилиндрических зондов конечной длины предложены формулы, связывающие ионный ток на зонд с концентрацией ионов в невозмущенной плазме и размерами зонда.

Библиографий 2.

Рассматривая движение иона в слое пространственного заряда, окружающего зонд, авторы работы [1] вводят два критерия:

- а) критерий применимости понятия лимитационного движения,
- б) критерий применимости теории цилиндрического зонда бесконечной длины.

Применяемые на практике зонды зачастую не удовлетворяют этим условиям.

В настоящей работе выводятся формулы для ионного тока на цилиндрический зонд в случае отсутствия лимитационного движения, которые позволяют учитывать конечную длину зондов.

Представим зонд в форме вытянутого эллипсоида вращения и введем эллипсоидальную систему координат по формулам:

$$\begin{aligned} X &= \alpha \cos U \operatorname{sh} \Theta \cos \varphi & -\frac{\pi}{2} \leq U \leq \frac{\pi}{2}; \\ Y &= \alpha \cos U \operatorname{sh} \Theta \sin \varphi & 0 \leq \Theta < \infty; \\ Z &= \alpha \sin U \operatorname{ch} \Theta & 0 \leq \varphi < 2\pi. \end{aligned} \quad (1)$$

Будем считать, что потенциал в поле зонда зависит от Θ , т. е. $\eta = \eta(\Theta)$.

В случае отсутствия столкновений при движении иона в поле зонда имеют место законы сохранения энергии и момента количества движения:

$$\frac{M_i v^2}{2} = \frac{M_i v_0^2}{2} + e\eta_a, \quad (2)$$

$$M_z = M_i v_0 \alpha \cos U \operatorname{sh} \Theta \sin \varphi, \quad (3)$$

где α — фокусное расстояние эллипсоида; v_0 — скорость иона в невозмущенной плазме; M_i — масса иона; η_a — потенциал зонда.

При отсутствии лимитационного движения собирающей поверхностью является поверхность зонда, поэтому наибольший момент,

который могут иметь ионы, попадающие на зонд ($\cos U=1$, $\sin \varphi=1$), равен

$$(M_z)_{\max} = M_i v_0 \alpha \operatorname{sh} \Theta_a = M_i v_0 a, \quad (4)$$

где a — малая полуось зонда.

С учетом закона сохранения энергии (2) получим

$$(M_z)_{\max} = M_i v_0 a \sqrt{1 + \frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}}. \quad (5)$$

Найдем уравнение наибольшего эллипсоида, попав на который ионы попадут на зонд,

$$M_i v_0 a \sqrt{1 + \frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}} = M_i v_0 \alpha \operatorname{sh} \Theta'. \quad (6)$$

Отсюда получим

$$\alpha \operatorname{sh} \Theta' = a \sqrt{1 + \frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}}. \quad (7)$$

Параметры эллипсоида даются выражениями:

$$\begin{aligned} a_1 &= \alpha \operatorname{sh} \Theta' = a \sqrt{1 + \frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}}, \\ c_1 &= \alpha \operatorname{ch} \Theta' = \alpha \sqrt{1 + \frac{a^2}{\alpha^2} \left(1 + \frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}\right)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь c — большая полуось зонда.

Площадь поверхности

$$S = 2\pi a_1 c_1 \left(\sqrt{1 - \varepsilon^2} + \frac{\arcsin \varepsilon}{\varepsilon} \right), \quad (9)$$

где

$$\varepsilon = \frac{c_1^2 - a_1^2}{c_1^2} = \frac{1 - \frac{a^2}{\alpha^2}}{1 + \frac{a^2}{\alpha^2} \frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}}.$$

Для упрощения вычисления ионного тока на зонд, воспользуемся положением работы [2], т. е. реальное распределение ионов по скоростям в плазме заменим моноэнергетическим распределением. Применительно к рассматриваемому случаю для $f(v_0)$ будем иметь

$$f(v_0) = \frac{M_i}{2\pi} \delta \left(\frac{M_i v_0^2}{2} - E_0 \right). \quad (10)$$

Тогда ионный ток на единицу длины цилиндрического зонда будет равен

$$i = en_0 \int_0^\infty S v_0^2 \frac{M_i}{2\pi} \delta \left(\frac{M_i v_0^2}{2} - E_0 \right) dv_0. \quad (11)$$

Здесь E_0 и n_0 — энергия и концентрация ионов в невозмущенной плазме.

Введем длину цилиндрического зонда $l = c \frac{\pi}{2}$, тогда при различных условиях получим следующие выражения для ионного тока на „тонкий“ цилиндрический зонд конечной длины:

$$1) \text{ при } \frac{a^2}{c^2} \ll 1, \quad \frac{a^2}{c^2} \cdot \frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2} > 1,$$

$$i = 2alen_0 \sqrt{\frac{2e\eta_a}{M_i}} \sqrt{1 + \frac{\pi^2}{4} \frac{a^2}{l^2} \frac{e\eta_a}{E_0}} \times \\ \times \left(1 - \frac{1}{6} \frac{1 - \frac{\pi^2}{2} \frac{a^2}{l^2}}{1 + \frac{\pi^2}{4} \frac{a^2}{l^2} \frac{e\eta_a}{E_0}} \right), \quad (12)$$

$$2) \text{ при } \frac{a^2}{c^2} \ll 1, \quad \frac{a^2}{c^2} \cdot \frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2} < 1,$$

$$i = 2alen_0 \sqrt{\frac{2e\eta_a}{M_i}} \left(1 + \frac{3\pi^2}{8} \frac{a^2}{l^2} \frac{e\eta_a}{E_0} \right). \quad (13)$$

Полученные формулы позволяют определить концентрацию заряженных частиц по ионной части характеристики в случае „тонких“ зондов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Каган, В. И. Перель. ЖТФ. **39**, В. 12, 2238, (1969).
2. J. Bernstein, J. Rabinowitz. «Phys. Fluids», 2, 12 (1959).